

第 43 卷 第 9 期  
2014 年 9 月

人 工 晶 体 学 报  
JOURNAL OF SYNTHETIC CRYSTALS

Vol. 43 No. 9  
September 2014

# 两类一维流固声子晶体全向透射特性比较研究

张 赛, 张 宇, 高晓薇

(厦门大学水声通信与海洋信息技术教育部重点实验室 厦门 361005)

**摘要:** 研究了声纵波全向入射到两类一维流固声子晶体(第 I 类满足固体横波传播速度  $c_{st}$  大于流体纵波传播速度  $c_l$  以及第 II 类  $c_{st} < c_l$ ) 的透射特性。推导了其传递矩阵, 并应用有限元方法进行验证, 二者显示结果一致性。研究表明两类声子晶体呈现的不同声透射特征: 第 I 类声子晶体中, 高频声波在斜入射角大于第二全反射临界角条件下发生全反射现象, 而低频声波却呈现全反射贯穿效应; 第 II 类声子晶体中, 在整个频段范围内均会出现周期性的透射导带。两类声子晶体均出现了低频声裂隙现象, 第 II 类声子晶体低频声裂隙角范围明显大于第 I 类。

**关键词:** 传递矩阵; 流固声子晶体; 全反射贯穿; 声裂隙

中图分类号: O77

文献标识码: A

文章编号: 1000-985X(2014)09-2286-06

## Comparative Study on the Omnidirectional Transmission Characteristics of Two Types One-dimensional Liquid-solid Phononic Crystals

ZHANG Sai, ZHANG Yu, GAO Xiao-wei

(Key Laboratory of Underwater Acoustic Communication and Marine Information  
Technology of the Ministry of Education, Xiamen University, Xiamen 361005, China)  
(Received 18 April 2014, accepted 20 May 2014)

**Abstract:** The transmission characteristics of acoustic longitudinal wave propagating in two types one-dimensional (1D) liquid-solid periodic phononic crystals (type I satisfies: the shear velocity  $c_{st}$  of solid material bigger than the longitudinal velocity  $c_l$  of liquid, while type II satisfies  $c_{st} < c_l$ ) incited by omnidirectional incidence were investigated. A theoretical model of wave propagation in 1D solid-fluid periodic structure with omnidirectional incidence was established using the transfer matrix method, and the finite element method is used to test the correctness of our derivation, both methods show good consistence. For type I phononic crystal, total reflection phenomenon happens at high frequency, however, at low frequency total reflection tunneling effect appears. For type II, periodic band structures will take place in all frequency ranges. Acoustic band fracture appears in both types phononic crystal, however, the angle range of the fracture of type II is significant greater than type I's.

**Key words:** transfer matrix; liquid-solid phononic crystal; total reflection tunnel effect; acoustic band fracture

## 1 引 言

声子晶体是其介质质量密度和弹性模量在空间上呈周期性变化的人工复合结构, 它与半导体超晶格依

收稿日期: 2014-04-18; 修订日期: 2014-05-20

基金项目: 国家自然科学基金(41276040, 11174240); 福建省自然科学基金(2012J06010)

作者简介: 张 赛(1988-), 男, 湖北省人, 博士。E-mail: saizh2012@gmail.com

通讯作者: 张 宇。E-mail: yuzhang@xmu.edu.cn

靠原子周期势场来调控电子一样,可以用来调控弹性波。当声波在声子晶体中传播时,由于声子晶体的周期结构将使得声波产生选择性透过作用,即产生带隙。这种选择性透过作用使得声子晶体在滤波、减震、降噪等领域展现广阔的应用前景<sup>[1-3]</sup>。一维声子晶体的优势在于其结构设计简单,可实现性高,尤其以流体作为背景的一维流体波声子晶体,可以通过改变固体层的相对位置来实现实时可调,在以海洋为背景的水声应用中具有广泛的应用前景。近年来,关于一维声子晶体的许多新的传输特性不断被发现和证实<sup>[4-8]</sup>。王文刚等<sup>[4]</sup>从实验和理论方面对一维声子晶体单晶体和被小的共振腔分开的双晶体中声波垂直入射时的贯穿及共振贯穿现象进行了研究。刘启能<sup>[5-6]</sup>则针对斜入射到一维声子晶体时的透射特性进行了研究,提出全反射贯穿效应及其干涉理论。刘聪等<sup>[7]</sup>针对全向入射一维流固声子晶体的低频声裂隙进行了研究,指出裂隙所对应的入射角的大小仅取决于周期性结构的材料声速。

对于液固介质而言,当一束平面声波从流体中斜入射到固体表面时,会发生反射和折射。此时的折射波是入射波在流固界面通过模式转换形成的横波和纵波。当斜入射角度足够大时,横波和纵波消失的现象被称为全反射现象。一般固体的纵波传播速度  $c_{sl}$  大于流体纵波传播速度  $c_l$ , 根据 Snell 折射定律可知,纵波的全反射临界角 ( $\theta = \arcsin(c_l / c_{sl})$ ) 是始终存在的。然而,固体横波声速度  $c_{st}$  并不始终大于流体纵波声速度。当固体横波声速度大于流体纵波声速度时,其横波的全反射临界角(即第二全反射临界角)存在,反之,则不存在。可见,固体的横波声速度和流体的纵波声速度的相对大小将决定声波进入液固界面之后的模式转换问题,进而直接影响其声传播特性。目前流固声子晶体材料的声速关系对其入射波的模式转换以及透射特性的影响尚未有人研究报道。因此,本文对声纵波全向入射到两类一维流固声子晶体(第 I 类满足  $c_{st} > c_l$  以及第 II 类满足  $c_{st} < c_l$ ) 的透射特性进行比较研究。

## 2 模型与理论

一维流固声子晶体由流体层 I(厚度为  $d_I$ ) 和固体层 II(厚度为  $d_{II}$ ) 周期交替构成,周期数为  $N$ ,如图 1 所示。为了便于计算,设入射空间和透射空间的介质也为流体 I。各向同性弹性介质中用位移矢量  $V$  描述的声波波动方程可以表示为:  $\rho \partial^2 V / \partial t^2 = (\lambda + 2\mu) \text{grad}(\text{div} V) - \mu \text{rot}(\text{rot} V)$ , 其中  $\lambda$  和  $\mu$  是第一和第二拉梅常数。当  $\mu = 0$  时,方程退化为流体中的波动方程。由矢量分析可知,位移矢量场  $V$  可以表示成标量梯度和矢量旋度之和的形式,即  $V = \text{grad} \Phi + \text{rot} \Psi$ , 且有  $\text{div} \Psi = 0$ 。其中的标量势  $\Phi$  描述的是纵波,矢量势  $\Psi$  描述的是横波。当平面波以一定角度斜入射到声子晶体时,对于第  $j$  层来说,纵波  $\Phi_1$  通过在  $x_j$  处(第  $j$  层固体左侧)的流固界面转换成纵波  $\Phi_2$  和横波  $\Psi_2$ 。最后通过固体层后再转化成纵波  $\Phi_3$  在流体中传播,通过一个周期后,在  $x_{j+1} = x_j + d_I + d_{II}$  转化成新的入射波  $\Phi_4$ 。通过声场波动方程,省去时谐因子  $e^{i\omega t}$ , 我们得到如下标量势和矢量势:

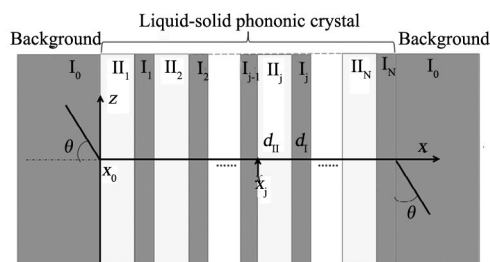


图 1 有限周期一维流固声子晶体全向入射示意图

Fig. 1 Diagram of finite periodic 1D liquid-solid phononic crystal at omnidirectional incidence

$$\Phi_1 = \Phi_{1i} e^{-j(k_{II} \cos \theta_{II} x + k_{II} \sin \theta_{II} z)} + \Phi_{1r} e^{-j(-k_{II} \cos \theta_{II} x + k_{II} \sin \theta_{II} z)} \quad (1a)$$

$$\Phi_2 = \Phi_{2i} e^{-j(k_{III} \cos \theta_{III} x + k_{III} \sin \theta_{III} z)} + \Phi_{2r} e^{-j(-k_{III} \cos \theta_{III} x + k_{III} \sin \theta_{III} z)} \quad (1b)$$

$$\Psi_2 = \Psi_{2i} e^{-j(k_{IIT} \cos \theta_{IIT} x + k_{IIT} \sin \theta_{IIT} z)} + \Psi_{2r} e^{-j(-k_{IIT} \cos \theta_{IIT} x + k_{IIT} \sin \theta_{IIT} z)} \quad (1c)$$

$$\Phi_3 = \Phi_{3i} e^{-j(k_{II} \cos \theta_{II} (x-d) + k_{II} \sin \theta_{II} z)} + \Phi_{3r} e^{-j(-k_{II} \cos \theta_{II} (x-d) + k_{II} \sin \theta_{II} z)} \quad (1d)$$

$$\Phi_4 = \Phi_{4i} + \Phi_{4r} = \Phi_{3i} e^{-jk_{II} \cos \theta_{II} d_I} + \Phi_{3r} e^{jk_{II} \cos \theta_{II} d_I} \quad (1e)$$

其中  $k_{II}$ ,  $k_{III}$ ,  $k_{IIT}$  表流体中的纵波波数、固体中的纵波波数以及固体中的横波波数。 $\theta_{II}$ ,  $\theta_{III}$ ,  $\theta_{IIT}$  代表相应的入射角度。 $\Phi_{1i}$ ,  $\Phi_{2i}$ ,  $\Phi_{2i}$  和  $\Psi_{2i}$  代表入射波幅度,而  $\Phi_{1r}$ ,  $\Phi_{2r}$ ,  $\Phi_{3r}$  和  $\Psi_{2r}$  代表反射波幅度。

首先, 声波在  $x_j$  界面处满足法向速度连续以及应力平衡条件:

$$\partial \Phi_1 / \partial x|_{x=x_j} = \partial \Phi_2 / \partial x - \partial \Psi_2 / \partial z|_{x=x_j} \quad (2a)$$

$$S_{1xx}|_{x=x_j} = S_{2xx}|_{x=x_j}, S_{1xz}|_{x=x_j} = S_{2xz}|_{x=x_j} \quad (2b)$$

其中  $S_{1xx} = j\rho_1\omega\Phi_1$ ,  $S_{2xx} = \rho_{II}[-\omega^2\Phi_2 - 2c_{II}^2(\partial^2\Psi_2/\partial x\partial z + \partial^2\Phi_2/\partial z^2)]/j\omega$ ,  $S_{1xz} = 0$ ,  $S_{2xz} = c_{II}^2(\partial^2\Psi_2/\partial x^2 - \partial^2\Psi_2/\partial z^2 + 2\partial^2\Phi_2/\partial x\partial z)/j\omega$

同理, 在  $x = x_j + d_{II}$  边界处通过法向速度连续和应力平衡条件, 有

$$\partial \Phi_3 / \partial x|_{x=x_j+d_{II}} = \partial \Phi_2 / \partial x - \partial \Psi_2 / \partial z|_{x=x_j+d_{II}} \quad (3a)$$

$$S_{3xx}|_{x=x_j+d_{II}} = S_{4xx}|_{x=x_j+d_{II}}, S_{3xz}|_{x=x_j+d_{II}} = S_{4xz}|_{x=x_j+d_{II}} \quad (3b)$$

其中,  $S_{3xx} = j\rho_1\omega\Phi_3$ ,  $S_{4xx} = \rho_{II}[-\omega^2\Phi_2 - 2c_{II}^2(\partial^2\Psi_2/\partial x\partial z + \partial^2\Phi_2/\partial z^2)]/j\omega$ ,  $S_{3xz} = 0$ ,  $S_{4xz} = c_{II}^2(\partial^2\Psi_2/\partial x^2 - \partial^2\Psi_2/\partial z^2 + 2\partial^2\Phi_2/\partial x\partial z)/j\omega$

根据 Snell 定理, 有  $k_{II}\sin(\theta_{II}) = k_{III}\sin(\theta_{III}) = k_{IIT}\sin(\theta_{IIT})$ , 定义第  $j$  层的状态矢量为

$$\Phi_{1j} = \begin{pmatrix} \Phi_{1i} \\ \Phi_{1r} \end{pmatrix}_j, \Phi_{2j} = \begin{pmatrix} \Phi_{2i} \\ \Phi_{2r} \end{pmatrix}_j, \Phi_{3j} = \begin{pmatrix} \Phi_{3i} \\ \Phi_{3r} \end{pmatrix}_j, \Phi_{4j} = \begin{pmatrix} \Phi_{4i} \\ \Phi_{4r} \end{pmatrix}_j \quad (4)$$

于是可以得第  $j$  单元到从  $\Phi_{1,j}$  到  $\Phi_{4,j}$  的转移矩阵  $T_j$  满足:

$$\Phi_{1j} = T_j \Phi_{4j} \quad (5)$$

其中  $T_j = M_1^{-1}M_2M_4^{-1}M_3U^{-1}$ ,

$$M_1 = \begin{pmatrix} k_{II}\cos\theta_{II} & -k_{III}\cos\theta_{III} \\ 1 & 1 \end{pmatrix}, M_2 = \begin{pmatrix} k_{III}\cos\theta_{III} & -k_{III}\cos\theta_{III} & -k_{IIT}\sin\theta_{IIT} & -k_{IIT}\sin\theta_{IIT} \\ \frac{\rho_{II}}{\rho_I}\cos 2\theta_{IIT} & \frac{\rho_{II}}{\rho_I}\cos 2\theta_{IIT} & -\frac{\rho_{II}}{\rho_I}\sin 2\theta_{IIT} & \frac{\rho_{II}}{\rho_I}\sin 2\theta_{IIT} \end{pmatrix},$$

$$M_3 = \begin{pmatrix} k_{II}\cos\theta_{II} & -k_{II}\cos\theta_{II} \\ 1 & 1 \\ 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$M_4 = \begin{pmatrix} k_{III}\cos\theta_{III}e^{-jk_{III}\cos\theta_{III}d_{II}} & -k_{III}\cos\theta_{III}e^{jk_{III}\cos\theta_{III}d_{II}} & -k_{IIT}\sin\theta_{IIT}e^{-jk_{IIT}\cos\theta_{IIT}d_{II}} & -k_{IIT}\sin\theta_{IIT}e^{jk_{IIT}\cos\theta_{IIT}d_{II}} \\ \frac{\rho_{II}}{\rho_I}\cos 2\theta_{IIT}e^{-jk_{III}\cos\theta_{III}d_{II}} & \frac{\rho_{II}}{\rho_I}\cos 2\theta_{IIT}e^{jk_{III}\cos\theta_{III}d_{II}} & -\frac{\rho_{II}}{\rho_I}\sin 2\theta_{IIT}e^{-jk_{IIT}\cos\theta_{IIT}d_{II}} & \frac{\rho_{II}}{\rho_I}\sin 2\theta_{IIT}e^{jk_{IIT}\cos\theta_{IIT}d_{II}} \\ k_{III}^2\sin 2\theta_{III} & -k_{III}^2\sin 2\theta_{III} & k_{IIT}^2\cos 2\theta_{IIT} & k_{IIT}^2\cos 2\theta_{IIT} \\ k_{III}^2\sin 2\theta_{III}e^{-jk_{III}\cos\theta_{III}d_{II}} & -k_{III}^2\sin 2\theta_{III}e^{jk_{III}\cos\theta_{III}d_{II}} & k_{IIT}^2\cos 2\theta_{IIT}e^{-jk_{IIT}\cos\theta_{IIT}d_{II}} & k_{IIT}^2\cos 2\theta_{IIT}e^{jk_{IIT}\cos\theta_{IIT}d_{II}} \end{pmatrix},$$

$$U = \begin{pmatrix} e^{-jk_{II}\cos\theta_{II}d_I} & 0 \\ 0 & e^{jk_{II}\cos\theta_{II}d_I} \end{pmatrix}.$$

最终, 声波从声子晶体第 1 层左侧入射, 从第  $N$  层右侧出射的过程可描述为

$$\begin{pmatrix} \Phi_{1i} \\ \Phi_{1r} \end{pmatrix}_1 = T_{1,N} \begin{pmatrix} \Phi_{4i} \\ \Phi_{4r} \end{pmatrix}_N \quad (6)$$

其中  $T_{1,N} = T_1T_2\cdots T_N$  表示声子晶体的第 1 层到第  $N$  层的传递矩阵, 亦可表示为

$$T_{1,N} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix} \quad (7)$$

现在考虑平面波从声子晶体左侧斜入射到声子晶体上, 来探讨透射和反射情况。显然有声子晶体左侧满足入射波  $(\Phi_{1i})_1 = 1$ , 声子晶体右侧满足反射波  $(\Phi_{4r})_N = 0$ , 通过公式 (6) 和公式 (7) 可以得到:  $(\Phi_{4i})_N = 1/T_{11}$ ,  $(\Phi_{1r})_1 = T_{21}/T_{11}$ 。因此, 透射系数和反射系数可以分别定义<sup>[9]</sup>为:  $T = 1/|T_{11}|^2$ ,  $R = 1 - T$ 。对于给定的一维流固声子晶体, 通过连续变化传递矩阵频率  $f$  和入射角度  $\theta$ , 便可以得到随入射角度和频率变化的全

向透射谱。

### 3 结果与讨论

根据上述理论模型,首先讨论了  $N=1$  和  $N=5$  的“石英玻璃-水”全向透射特性,石英玻璃厚度为  $d_I=4$  mm,水层厚度为  $d_{II}=4$  mm,其材料声学参数如表一中所示。 $N=1$  时,声子晶体的全向入射问题退化为单块板的全向入射问题。众所周知,声波斜入射到薄板上将激发板中的兰姆波,板中的兰姆波又会以泄漏兰姆波的形式透射到水中<sup>[10]</sup>,其透射谱如图 2(a) 所示。当  $N=5$  时,系统构成一维流固声子晶体,声波在声子晶体中传播将受到周期结构的布拉格散射作用从而形成能带结构,其透射谱如图 2(b) 所示。比较  $N=5$  和  $N=1$  的透射谱不难发现,声子晶体的透射谱结构相对于单块板的透射谱而言,增加了更多的通带结构,并且在通带结构内部符合  $N-1$  个透射峰的吉布斯振荡规律,这一规律是声子晶体能带结构的主要特征之一。由此可见,泄漏兰姆波在流固声子晶体中的布拉格散射作用是其透射谱能带结构形成的主要物理机制。

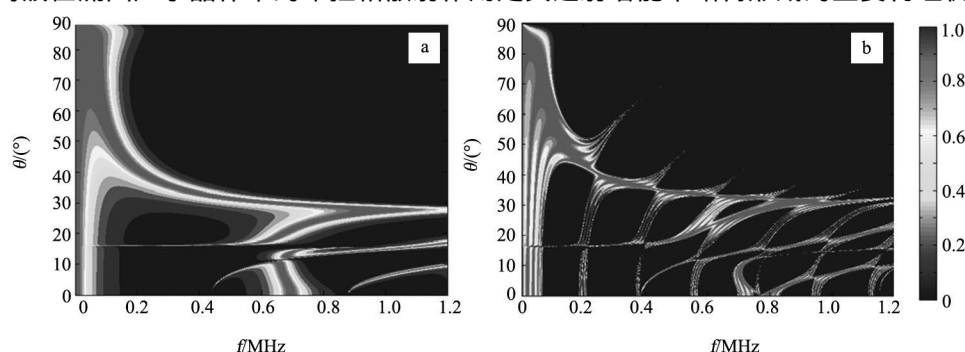


图2 “石英玻璃-水”全向透射谱( a)  $N=1$  和( b)  $N=5$ ( 图中颜色代表透射率,下同)

Fig. 2 Omnidirectional transmission spectrum of "quartz glass-water" phononic crystal  
( a)  $N=1$  and ( b)  $N=5$  ( color on behalf of transmission , similarly hereinafter)

一般而言固体的纵声速度  $c_{st}$  大于流体纵声速度  $c_l$ , 而固体的横声速度  $c_{st}$  和流体的纵声速度的大小并不满足这种关系。固体的横声速度和流体的纵声速度大小关系决定了斜入射时第二全反射临界角是否存在。当第二临界角不存在时,声波在流固界面处经过模式转换后总能以横波模式进入固体层。因而第二全反射临界角是否存在对声波的透射特性必将产生十分重要的影响。本文根据固体的横声速度和流体的纵声速度的大小关系将一维流固声子晶体分为两类。即第 I 类声子晶体材料速度满足  $c_{st} > c_l$ ; 第 II 类声子晶体材料速度满足  $c_{st} < c_l$ 。表一中常见固体材料与水构成一维流固声子晶体,分别满足第 I 类和第 II 类声子晶体,其固体和流体层厚度参数同图 2,晶格周期  $N=5$ ,声学参数如表 1 所示。

表 1 不同材料的声学参数

Table 1 Acoustic parameters of different materials

Material	Longitudinal wave velocity/ $m \cdot s^{-1}$	Shear wave velocity/ $m \cdot s^{-1}$	Density/ $kg \cdot m^{-3}$
Water	1500	—	1000
Quartz glass	5570	3520	2700
Steel	6100	3300	7800
Aluminium	6260	3080	2700
Copper	4710	2260	8900
Organic glass	2700	1300	1180
Hard rubber	2300	940	1200
Lead	2160	780	11400

图 3 为采用传输矩阵理论得到的六组声子晶体的全向透射谱。其中图 3(a) ~ (c) 为第 I 类声子晶体的透射谱,图 3(d) ~ (f) 为第 II 类声子晶体的透射谱。对比两类声子晶体的透射谱可以发现,第 I 类声子晶体在大角度以及高频波入射情况下其透射几乎为 0,而第 II 类声子晶体在大角度和高频下呈现出周期性的能

带结构。从能带结构上来看,我们对声子晶体的分类能够反映不同的声透射特征。

对于第 I 类声子晶体,当入射波波长相对于板厚度很小时(即高频条件下),可以用 Snell 折射定理来分析斜入射问题,此时,大于第二全反射临界角的入射波理论上将发生全反射而无法进入固体层。然而,当入射波波长与固体层厚度相当时,无界空间的 Snell 折射定律将不再适用。此时根据 Snell-Descartes 定律<sup>[11]</sup>将会激发兰姆波:  $\sin\theta = c_1/c_{\text{Lamb}}$ , 其中  $\theta$  为斜入射角度,  $c_{\text{Lamb}}$  是 Lamb 波某一特定模式在一定频率厚度积下的相速度。板中的兰姆波又以泄漏兰姆波的形式透射到水中,进而在声子晶体的布拉格散射作用形成能带结构。这种多重散射作用使得声波在大于两个全反射临界角的斜入射成为可能。从图 3(a)~(c) 可以看出,在中低频情况下均出现了大于第二临界角的透射带,该透射带随着入射角度的增大,逐渐向高频方向偏移并衰减。

第 II 类声子晶体因第二全反射临界角缺失,高频声波总可以通过横波折射进入固体层,于是在斜入射角度很大时周期结构的透射带存在,这与第 I 类声子晶体的声透射特征显然不同,如图 3(d)~(f) 所示。值得注意的是,在其中低频范围内,第 II 类声子晶体在一定角度范围内的声裂隙(裂隙位置如图中线框所示),裂隙中声波的透射率几乎为 0,即产生低频声波禁带。这种斜入射时的声波禁带起到了小尺寸操控大波长的作用。仔细观察 I 类声子晶体的透射谱可以发现,其低频也存在声裂隙,只不过 I 类声子晶体的裂隙极窄,并且难以形成完全禁带的声裂隙,II 类声子晶体不仅具备较宽的裂隙,而且比 I 类声子晶体更容易产生低频完全禁带的声裂隙。其裂隙对应的角范围也随材料声速不同而不同。

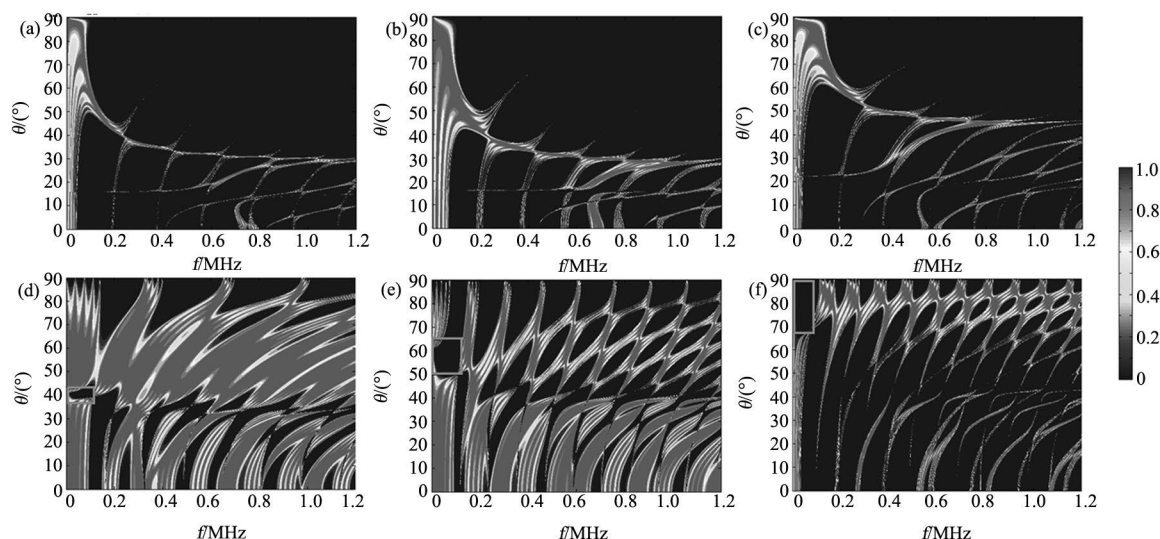


图 3 六种不同材料组分组成的一维流固声子晶体的透射谱

Fig. 3 Transmission spectra of six fluid-solid phononic crystals comprise of different materials (a) type I: steel-water; (b) type I: aluminum-water; (c) type I: cooper-water; (d) type II: organic glass-water; (e) type II: hard rubber-water; (f) type II: lead-water

#### 4 有限元仿真分析与验证

通过以上理论分析,我们发现两类声子晶体因速度不同而呈现出不同的透射特性。为了进一步验证本文理论研究的正确性,以及声全反射贯穿效应和声裂隙的存在,本文建立二维声固结构相互作用有限元模型,对其频域特性进行分析。模型结构如图 4(a) 所示,其左右侧边界均为平面波辐射边界条件。上下边界为周期性边界条件。其中  $h=3\text{ cm}$ ,  $\mu_1=w_3=1\text{ cm}$ ,  $\mu_2=5(d_1+d_{\text{II}})$ 。图 4(b) 即为模拟频率为 300 kHz,幅度为 1 Pa、入射角度为  $36^\circ$  的平面波在“石英玻璃-水”系统中的压力场和位移场分布图。

图 5(a) 为在给定频率 180 kHz 和 300 kHz 下,“石英玻璃-水”声子晶体(第 I 类)的全向透射曲线的有限元解与理论解的对比。从图中可以看出,两种方法的解几乎完全吻合,同时可以看到第 I 类声子晶体中大于

第二全反射临界角( $25.2226^\circ$ )入射时的全反射贯穿现象。图5(b)为模拟“无机玻璃-水”声子晶体(第II类)在 $41^\circ$ 斜入射角度下全波仿真得到的透射曲线与理论解的对比。可以看出,两种方法结果也是完全一致的。通常,低频对应声波第一通带,第一带隙的位置高于第一通带[如图5(b)中 $0^\circ$ 入射的能带结构],通过对第II类声子晶体的斜入射,我们便可以实现第一带隙对应的频率范围低于第一通带位置[如图5(b)中 $41^\circ$ 入射的低频声裂隙]。此时,斜入射时的低频声裂隙禁带与声子晶体垂向入射时的低频通带形成鲜明对比。

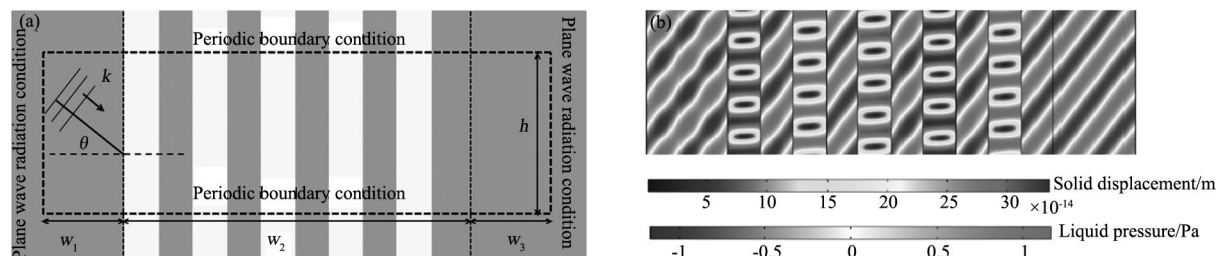


图4 (a)有限元建模的几何结构 (b)“石英玻璃-水”声子晶体声压和位移分布

Fig. 4 (a) The geometric structure of finite element model;

(b) "quartz glass-water" phononic crystal pressure and displacement distribution

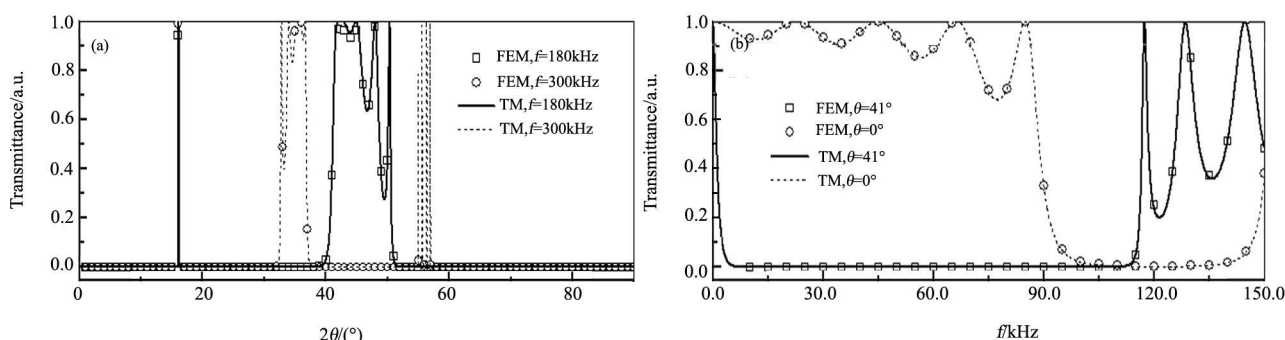


图5 有限元法与传输矩阵理论推导的比较

Fig. 5 Comparison of the transmission obtained by finite element method(FEM) and transfer matrix method(TM)

## 5 结 论

根据材料声速关系将一维流固声子晶体划分为两类,利用传输矩阵法和有限元法对两类声子晶体呈现的不同透射特性进行了比较研究。研究表明:(1)第I类声子晶体中(流体声速小于固体横波声速),高频声波在斜入射角大于第二全反射临界角条件下发生全反射现象,而低频声波却呈现全反射贯穿效应;(2)第II类声子晶体中(流体声速大于固体横波声速),声波总可以通过横波模式进入声子晶体,在整个频段范围内均会出现周期性的透射导带;(3)两类声子晶体均出现了低频声裂隙现象,第II类声子晶体低频声裂隙宽度明显大于第I类;(4)两类声子晶体的透射原因均与泄漏兰姆波的布拉格散射有关。研究两类声子晶体的全向透射特征有助于设计斜入射条件下的低通、高通以及带通声学超构滤波器。

## 参 考 文 献

- [1] Kushwaha M S. Acoustic Band Structure of Periodic Elastic Composites[J]. *Physical Review Letter*, 1993, 71(13): 2022-2025.
  - [2] 温熙森, 温激鸿, 郁殿龙, 等. 声子晶体[M]. 北京: 国防工业出版社, 2009: 25-28.
  - [3] Liang B, Guo X S, Tu J, et al. An Acoustic Rectifier[J]. *Nature Material*, 2010, 9: 989-992.
  - [4] 王文刚, 刘正猷, 赵德刚, 等. 声波在一维声子晶体中共振隧穿的研究[J]. *物理学报*, 2006, 55(9): 4744-4747.
- Wang W G, Liu Z Y, Zhao D G, et al. Resonant Tunneling of Acoustic Waves in 1D Phononic Crystal[J]. *Acta Physica Sinica*, 2006, 55(9): 4744-4747 (in Chinese).

(下转第2306页)

- Zhang L , Wang Z B , Yu X W , et al. Thermal Dissociation Mechanism and Morphological Inheritance of Basic Cobalt Carbonate [J]. *Materials Science and Engineering of Powder Metallurgy* 2010 **15**( 6) : 679-684.
- [14] Jun Y W , Choi J S , Cheon J W. Shape Control of Semiconductor and Metal Oxide Nanocrystals through Nonhydrolytic Colloidal Routes [J]. *Angewandte Chemie International Edition* 2006 **45**( 21) : 3414-3439.
- [15] Tauc J , Grigorovici R , Vancu A. Optical Properties and Electronic Structure [J]. *Physica Status Solidi B* 1966 **15**( 2) : 627-637.
- [16] Rödl C , Fuchs F , Furthmüller J , et al. Quasiparticle Band Structures of the Antiferromagnetic Transition-Metal Oxides MnO , FeO , CoO , and NiO [J]. *Physical Review B* 2009 **79**( 23) : 235114-235118.
- [17] 王智宇,唐培松,蒋玉龙,等.量子尺寸纳米 TiO<sub>2</sub> 的荧光及漫反射光谱[J].稀有金属材料与工程 2004 **33**( z1) : 162-165.  
Wang Z Y , Tang P S , Jiang Y L , et al. Study on Fluorescence and Diffuse Reflection Spectrum of Nanosized TiO<sub>2</sub> [J]. *Rare Metal Materials and Engineering* 2004 **33**( z1) : 162-165.
- 

(上接第2291页)

- [5] 刘启能,刘沁.固-液有限周期声子晶体全反射隧穿效应的解析理论[J].人工晶体学报 2012 **41**( 6) : 1664-1669.  
Liu Q N , Liu Q. Analytical Theory of the Total Reflection Tunnel Effect of Solid-Liquid Limited Periodic Phononic Crystal [J]. *Journal of Synthetic Crystals* 2012 **41**( 6) : 1664-1669( in Chinese) .
- [6] 刘启能.一维大周期数声子晶体全反射隧穿的干涉理论[J].人工晶体学报 2013 **42**( 8) : 1693-1697.  
Liu Q N. Interference Theory of the Total Reflection Tunnel in 1D Large Number of Cycles Phononic Crystal [J]. *Journal of Synthetic Crystals* , 2013 **41**( 6) : 1664-1669( in Chinese) .
- [7] 刘聪,徐晓东,刘晓峻.全向入射条件下一维流固周期结构中低频声裂隙变化特性研究[J].物理学报 2013 **62**( 20) : 204302.  
Liu C , Xu X D , Liu X J. Acoustic Band Fracture Variation of Low Frequency Transmission Zone in One-dimensional Solid-fluid Periodic Structures under Omnidirectional Incidence [J]. *Acta Physica Sinica* 2013 **62**( 20) : 204302( in Chinese) .
- [8] 徐冰茹,徐少辉,王连卫.一维多孔硅声子晶体的带隙研究[J].人工晶体学报 2012 **41**( 5) : 1440-1445.  
Xu B R , Xu S H , Wang L W. Study on Band Gap of One-dimensional Porous Silicon Phononic Crystal [J]. *Journal of Synthetic Crystals* 2012 , **41**( 5) : 1440-1445( in Chinese) .
- [9] Luan P G , Ye Z. Acoustic Waves Propagation in 1D Multi-layered System [J]. *Physical Review E* 2001 **63**: 066611-066622.
- [10] Castaings M , Cawley P. The Generation , Propagation , and Detection of Lamb Waves in Plates Using Air-coupled Ultrasonic Transducers [J]. *Journal of the Acoustical Society of America* 1996 **100**( 5) : 3070-3077.
- [11] Viktorov I A. Rayleigh and Lamb Waves [M]. New York: Plenum 1967.